

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

95-293

P1-95-293

В.М.Карнаухов

ОСОБЕННОСТИ МЕЗОННОЙ СТРУКТУРЫ  
 $K(1627) \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$ , СПОСОБЫ ИХ ВЫЯВЛЕНИЯ

1995

В  $\pi^-p$ -взаимодействиях при 16 ГэВ/с в 6 спектрах эффективных масс систем К-мезона с  $\pi$ -мезонами зарегистрирована узкая структура с параметрами, полученными при обработке суммарного спектра:  $M = (1627 \pm 4)$  МэВ/с<sup>2</sup>,  $\Gamma = (12_{-12}^{+14})$  МэВ/с<sup>2</sup>. В суммарном спектре 10 стандартных отклонений в области структуры над фоном. Компильативный анализ результатов работ по исследованию резонансных состояний странных мезонов в других экспериментах не противоречит полученному указанию на существование К(1627)-мезона, в области 1,63 ГэВ/с<sup>2</sup> спектров масс  $K\pi\pi$ -систем наблюдается узкий выброс [1]. Выяснение вопроса о существовании физического эффекта было продолжено.

Любой физический эффект имеет свои определённые свойства. Если наблюдаемый в виде структуры в спектре эффективных масс эффект — частица или резонанс, некоторые его свойства связаны с механизмом образования и распада. Эти свойства могут проявиться в особенностях кинематических распределений для событий из области структуры, отличающих её от других интервалов спектра масс [2+5]. По аналогии с парциально-волновым анализом (затруднительным при ограниченной статистике или распадах с большой множественностью) проявление особенностей, кинематически не скоррелированных с общим количеством событий в области структуры, может стать дополнительным тестом для отличия физического эффекта от статистического выброса, выясняющим детали образования и распада изучаемой структуры. Эвентуальный подход к анализу даёт возможность отражения в одном распределении нескольких свойств каждого отдельного события из области структуры, учитывая одновременно кинематически не скоррелированные между собой особенности образования и распада [3+5].

Если в  $\pi^-p$ -взаимодействиях при 16 ГэВ/с действительно наблюдается физический эффект, интерпретируемый в [1] как К(1627)-мезон, то можно ожидать проявления его свойств, связанных с механизмом образования и распада, в особенностях кинематических распределений для событий из области структуры. Поиск этих особенностей был проведен на том же экспериментальном материале (использованном в [1]) с двухметровой водородной пузырьковой камеры ЦЕРН в  $\pi^-p$ -взаимодействиях при 16 ГэВ/с. В работе показаны результаты и методика поиска.

1. В  $\pi^-p$ -взаимодействиях при 16 ГэВ/с структура проявляется в шести спектрах эффективных масс:  $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ ,  $K_S^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$ ,  $K^+ \pi^+ \pi^-$ ,  $K^- \pi^- \pi^+ \pi^+$  (четырёхлучевые события с зарегистрированным  $K_S^0$ -мезоном) и  $K^+ \pi^+ \pi^-$ ,  $K^+ \pi^- \pi^-$  (четырёхлучевые события с зарегистрированным  $\Lambda$ -гипероном). В настоящей работе анализировался основной, статисти-

чески наиболее значимый, канал распада  $K(1627) \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ , составляющий 42% суммарного эффекта.

Система  $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ -частиц изучалась на материале 1684 четырёхлучевых событий с зарегистрированным, однозначно идентифицированным  $K_S^0$ -мезоном

$$\pi_I^- p_I \rightarrow K_S^0 h^+ h^+ h^- h^- X^0, \quad (1)$$

где  $\pi_I^-$ ,  $p_I$  - первичные сталкивающиеся частицы,  $h^+$ ,  $h^-$  - вторичные заряженные частицы,  $X^0$  - улетающие, не зарегистрированные в камере, нейтральные частицы. События с неразделёнными  $K_S^0/\Lambda$ -частицами не рассматривались, так как более 80% из них - события с  $\Lambda$ -гиперонами. Поправки на потерю этих событий учитывались при расчёте сечений [1].

Так же как и при поиске известных резонансов  $K^{*\pm}(892) \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$ , зарегистрированных на этом экспериментальном материале [2,3], при изучении спектра эффективных масс системы  $K_S^0 \pi^+ \pi^-$  заряженным частицам в расчётах приписывалась масса  $\pi^\pm$ -мезонов (с учётом визуальной оценки ионизации на треках в каждом конкретном событии). По ионизации считалось возможным разделить  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ -мезоны с импульсами до 0,7 ГэВ/с,  $K^\pm$ -мезоны от протона - до 1,3 ГэВ/с. В четырёхлучевых событиях с  $K_S^0$  идентифицировано по ионизации протонами 11%,  $K^+$ -мезонами - 3,5%,  $\pi^+$ -мезонами - 24% всех положительно заряженных частиц. Из всех отрицательно заряженных частиц идентифицировано по ионизации  $K^-$ -мезонами 2,5%,  $\pi^-$ -мезонами - 21%. Высокоэнергичные заряженные частицы, которые нельзя было идентифицировать по ионизации, при построении спектра масс  $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ -системы принимались за  $\pi^\pm$ -мезоны.

Для повышения надёжности полученных результатов введено ограничение на точность измеренных импульсов вторичных частиц. Из анализа были исключены вторичные частицы с относительной ошибкой импульса  $\Delta p/p \geq 10\%$  (для вторичных частиц в эксперименте  $\Delta p/p = 2,5\%$ ).

В спектре масс  $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ -системы, показанном на рис.1 сплошной линией, в области (1160+1560) МэВ/с<sup>2</sup> наблюдается широкий максимум, соответствующий области масс известных широких резонансов [6]. Узкая структура в области (1600+1680) МэВ/с<sup>2</sup> соответствует предполагаемому  $K(1627)$ -мезону. Вероятность случайного статистического выброса в области структуры на интервале (1520+1760) МэВ/с<sup>2</sup> составляет  $P \approx 2 \cdot 10^{-3}$ , статистическая значимость структуры - 4,6 стандартных отклонений над фоном [1]. Отношение сигнал/фон равно 0,27. Комбинаторный фон (отношение количества комбинаций к числу собы-

тий) в области структуры равен 1,12, средний вес комбинаций с  $K_S^0 \pi^+ \pi^-$  равен 1,10. Среднее экспериментальное разрешение эффективных масс в области структуры равно 14 МэВ/с<sup>2</sup>.

Процессы с образованием системы  $K_S^0 \pi^+ \pi^-$  можно записать как

$$\pi_I^- p_I \rightarrow (K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^-) h_2^+ h_2^- X^0, \quad (2)$$

где  $\pi_1^+$ ,  $\pi_1^-$  - заряженные частицы, входящие в любую рассматриваемую комбинацию  $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ , в предположении  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ -мезонов (с учётом оценки ионизации на треках),  $h_2^+$ ,  $h_2^-$  - заряженные частицы, сопровождающие образование системы (рассматриваемой комбинации),  $X^0$  - улетающие незарегистрированные нейтральные частицы. В четырёхлучевом событии с  $K_S^0$  максимально возможны четыре комбинации  $K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^-$ , но во многих событиях их меньше из-за несоответствия ионизации на треках заряженных частиц задаваемым гипотезам или недостатка точности измерений коротких треков (см. выше).

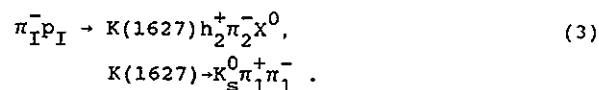
Проверялось предположение о том, что в  $\pi^- p$ -взаимодействиях при 16 ГэВ/с в процессах (2) сопровождающая образование рассматриваемой комбинации  $K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^-$  частица  $h_2^+$  является протоном. Из спектра масс, показанного на рис.1 сплошной линией, исключались комбинации  $K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^-$  с частицей  $h_2^+$ , идентифицированной по ионизации как  $\pi^+$  или  $K^+$ . В этом случае значимость пика в интервале (1600+1680) МэВ/с<sup>2</sup> уменьшается на 25%. Нет противоречия тому, что структура образуется в сопровождении  $K^+$  или  $\pi^+$ .

По-видимому, как свидетельствуют остальные каналы распада  $K(1627)$  и процессы, в которых они проявляются (см. выше),  $K(1627)$  в  $\pi^- p$ -взаимодействиях при 16 ГэВ/с большей частью образуется в процессах с перезарядкой нуклона. При анализе результатов опубликованных работ по исследованию резонансных состояний странных мезонов в других экспериментах [1] также отмечено, что в процессах с нуклонной перезарядкой особенность в области массы 1,63 ГэВ/с<sup>2</sup> спектров  $K\pi\pi$ -систем проявляется более отчетливо.

Проверялось предположение о том, что в процессах (2) сопровождающая образование комбинации  $K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^-$  частица  $h_2^-$  является  $K^-$ -мезоном. Из спектра масс, показанного на рис.1 сплошной линией, исключались комбинации  $K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^-$  с частицей  $h_2^-$ , идентифицированной по ионизации как  $\pi^-$ -мезон. В этом случае значимость пика уменьшается на 38%. Нет противоречия тому, что структура образуется в сопровождении  $\pi^-$ .

На рис.1 пунктиром показан спектр масс  $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ -системы в пред-

положении того, что в процессах (2) сопровождающая образование комбинации  $K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^-$  отрицательная частица  $h_2^-$  является  $\pi^-$ -мезоном (с учётом оценки ионизации на треках). Значимость структуры не изменилась. Процессы с образованием  $K(1627)$  можно записать как



Изучение системы  $K_S^0 \pi^+ \pi^-$  показало, что распределения по эффективным массам для всех других возможных гипотез о заряженных частицах этой трёхчастичной системы с учётом оценки ионизации на треках (с заменой масс пионов в расчётах массами частиц  $K^\pm$ ,  $p$ ,  $\bar{p}$ ) не имеют статистически значимых особенностей и приводят к исчезновению пика, а не к его сдвигу. Структура сохраняет значимость при проверке отражений  $K^{*\pm}(892)$ -резонансов. Анализ показал отсутствие каскадных распадов структуры. Структура не является продуктом распада каких-либо других резонансов, выявление которых возможно на данном экспериментальном материале. Не найдено указания на совместное рождение структуры с другими возможными резонансами.

2. В [1] отмечалось, что изучаемая структура образуется в области  $\pi^-p$ -взаимодействий, близкой к центральной. Было сделано предположение о том, что процессы с  $K(1627)$  (как и с узкой барионной структурой  $R(3520)$  [2+5]) проявляются в  $\pi^-p$ -взаимодействиях с повышенной неупругостью. Повышение неупругости адронных столкновений сопровождается повышением значений четырёхмерных импульсов, передаваемых от сталкивающихся частиц вторичным. В отличие от процессов с  $R(3520)$  нет указаний на квазидвухчастичность процессов с  $K(1627)$ . Возможно поэтому не наблюдается заметной асимметрии между распределениями по квадратам четырёхмерных импульсов, переданных системе  $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ , для событий из области структуры и соседних боковых интервалов.

Для выяснения характера неупругости процессов с  $K(1627) \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$  был рассмотрен эффект лидирования, фрагментационного образования вторичных частиц, тождественных сталкивающимся, проявляющийся в периферических столкновениях.

В работе [7] в этом же эксперименте ( $\pi^-p$ -взаимодействия при 16 ГэВ/с) изучался эксклюзивный канал реакции  $\pi^-p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0$ . Было показано, что  $\pi^+$ ,  $\pi^0$ -мезоны в основном образуются в области пионизации, в центральной области  $\pi^-p$ -взаимодействий при 16 ГэВ/с. Протоны в основном образуются в области фрагментации мишени,  $\pi^-$ -

мезоны - как в области пионизации, так и в области фрагментации первичных  $\pi^-$ -мезонов. При близких средних значениях поперечных импульсов этих частиц средний продольный импульс протонов в С.Ц.М.  $\pi^-p$ -взаимодействий имеет большую отрицательную величину, средний продольный импульс  $\pi^-$ -мезонов имеет положительную величину, значительно большую, чем средние продольные импульсы  $\pi^+$ ,  $\pi^0$ -мезонов. Показано, что с уменьшением множественности пионов в изученных эксклюзивных каналах реакций эффект фрагментационного характера образования протонов и  $\pi^-$ -мезонов увеличивается. Сделано заключение о существовании лидирующих фрагментационных частиц - протонов и  $\pi^-$ -мезонов. Это интерпретируется как доказательство того, что две сталкивающиеся частицы (в данном случае  $p$  и  $\pi^-$ ) имеют тенденцию к сохранению своего заряда, направления движения и первоначальной энергии [7].

Аналогичные результаты при больших статистиках были получены в многочисленных работах, изучавших инклюзивные процессы во взаимодействиях различных частиц с разными энергиями, (см., например, обзор Д.Р.О. Моррисона, [8]). Эффект лидирования, фрагментационного образования в основном вторичных частиц, тождественных сталкивающимся, проявляется в мягких взаимодействиях при малых переданных этим частицам четырёхимпульсах. Как один из примеров, в [8] приведены распределения инклюзивных дифференциальных сечений образования  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ -мезонов в  $\pi^+p$ -взаимодействиях при 16 ГэВ/с по величине  $X = p_L^* / p_{\max}^*$ , где  $p_L^*$ ,  $p_{\max}^*$  - продольный и максимальный импульсы  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ -мезонов в С.Ц.М.  $\pi^+p$ -взаимодействий. Во фрагментационной области пучка сечение образования пионов того же заряда, что и налетающие, значительно больше сечения образования пионов противоположного заряда. Выделяются процессы с фрагментационным образованием частиц, тождественных налетающим.

В различных теоретических моделях адронных взаимодействий этот эффект имеет свои интерпретации. С феноменологической же точки зрения процессы с этим эффектом называют процессами с "малой" [9] или "ограниченной" [10] неупругостью. Эффект лидирования, фрагментационного образования частиц, тождественных сталкивающимся, интерпретируется как следствие относительно малой неупругости адронных взаимодействий с малыми передаваемыми этим частицам четырёхимпульсами. Соответственно, взаимодействия с образованием частиц, тождественных сталкивающимся, в центральной области, по-видимому, более неупруги. Следовательно, вторичные частицы, тождественные сталкивающимся, можно рассматривать как индикаторы степени неупру-

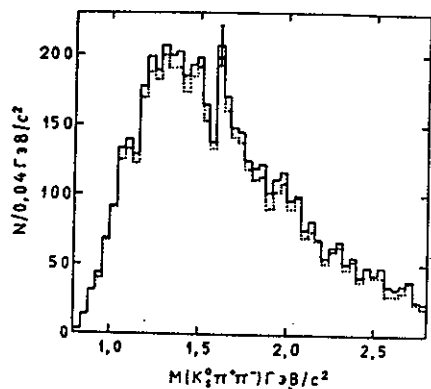


Рис. 1. Распределение взвешенных комбинаций по эффективным массам  $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ -системы. Сплошная линия - полное распределение. Пунктир - распределение в предположении того, что в процессах (2) сопровождающая образование комбинации  $K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^-$  отрицательная частица  $h_2^-$  является  $\pi^-$ -мезоном (см. текст)

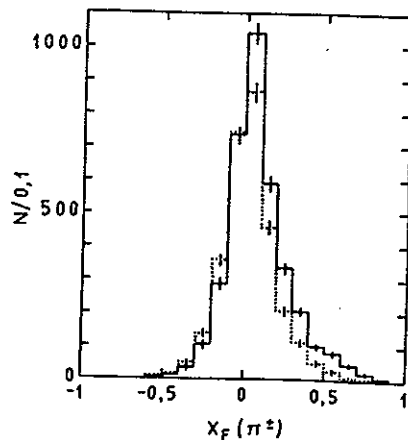


Рис. 2. Распределения  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ -мезонов по величине  $X_F$ . Сплошная линия - распределение  $\pi^-$ -мезонов, пунктир - распределение  $\pi^+$ -мезонов. Взвешенное количество  $\pi^-$ -мезонов в распределении - 3588,  $\pi^+$ -мезонов - 3047. Разница обусловлена большим процентом идентифицированных по ионизации малоэнергичных протонов и  $K^+$ -мезонов по сравнению с  $K^-$ -мезонами (см. текст)

гости адронных столкновений. Сильное изменение первоначального направления и импульса у этих частиц, большие переданные им четырехмерные импульсы указывают на процессы с повышенной неупругостью.

Как и в других процессах  $\pi^-p$ -взаимодействий при 16 ГэВ/с [7], в четырехлучевых событиях с образованием  $K_S^0$ -мезона вторичные  $\pi^-$ -мезоны отличаются от  $\pi^+$ -мезонов более высокими значениями продольных импульсов. В таблице 1 показаны средние поперечные и продольные импульсы в С Ц М  $\pi^-p$ -взаимодействий ( $\langle p_T \rangle$  и  $\langle p_L \rangle$ ) для заряженных частиц в предположении  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ -мезонов (с учетом оценки ионизации на треках). В пределах ошибок средние поперечные импульсы  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ -мезонов одинаковы, средний продольный импульс у  $\pi^-$ -мезонов намного больше, чем у  $\pi^+$ -мезонов. В лабораторной системе средний импульс  $\langle p \rangle$  у  $\pi^-$ -мезонов намного больше, чем у  $\pi^+$ -мезонов; средний угол отклонения направления  $\pi^-$  от направления пучка  $\pi_I^-$   $\langle \theta(\pi_I^-, \pi^-) \rangle$  меньше, чем  $\langle \theta(\pi_I^-, \pi^+) \rangle$  (табл. 1).

На рис. 2 показаны распределения  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ -мезонов по переменной  $X_F = 2p_L^*/\sqrt{s}$ , где  $p_L^*$  - продольный импульс  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ -мезонов в С Ц М  $\pi^-p$ -взаимодействий,  $\sqrt{s}$  - полная энергия  $\pi^-p$ -взаимодействий. По сравнению с  $\pi^+$ -мезонами относительно большая часть  $\pi^-$ -мезонов образуется в области фрагментации пучка (рис. 2) и имеет меньший квадрат четырехмерного переданного импульса от налетающего  $\pi_I^-$ -мезона (таблица 1). Изъятие из  $\pi^+$ -мезонного спектра на рис. 2 части высокоэнергичных частиц, среди которых есть неидентифицированные по ионизации протоны и  $K^+$ -мезоны, усиливает эффект, разницу в спектрах по переменной  $X_F$  для  $\pi^-$  и  $\pi^+$ -мезонов, так как высокоэнергичные частицы соответствуют области фрагментации пучка в спектре по  $X_F$  для положительно заряженных частиц в предположении  $\pi^+$ -мезонов. Среди высокоэнергичных отрицательно заряженных частиц есть неидентифицированные по ионизации  $K^-$ -мезоны. Оценка по ионизации (см. раздел 1) показала, что  $K^-$ -мезонов в процессах с образованием  $K_S^0$  значительно меньше, чем  $K^+$ -мезонов и протонов.

Разница в спектрах по  $X_F$  и в приведенных средних значениях параметров  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ -мезонов указывает на то, что (как и в процессах без странных частиц) в  $\pi^-p$ -взаимодействии при 16 ГэВ/с в четырехлучевых событиях с образованием  $K_S^0$  выделяются процессы с фрагментационным образованием частиц, тождественных налетающим. Эти процессы, по-видимому, имеют относительно меньшую неупругость по сравнению с другими, а вторичный  $\pi^-$ -мезон можно использовать как индикатор степени неупругости взаимодействий для выделения процессов с относительно большей или меньшей неупругостью.

Таблица 1

Средние значения параметров вторичных  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ -мезонов

Частица	$\langle p_T \rangle$ МэВ/с	$\langle p_L^* \rangle$ МэВ/с	$\langle p \rangle$ МэВ/с	$\langle \theta(\pi_1^-, \pi_2^+) \rangle$ рад.	$\langle -t(\pi_1^-, \pi_2^+) \rangle$ (ГэВ/с) <sup>2</sup>
$\pi^+$	346±4	86±9	1955±35	0,368±0,007	2,57±0,05
$\pi^-$	354±4	238±9	2526±41	0,298±0,006	2,05±0,04

Таблица 2

Средние значения параметров  $\pi_2^-$ -мезона, сопровождающего образование системы  $K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^-$ , для процессов в отдельных интервалах спектра масс системы

Интервал ГэВ/с <sup>2</sup>	$\langle p_T(\pi_2^-) \rangle$ МэВ/с	$\langle p_L^*(\pi_2^-) \rangle$ МэВ/с	$\langle \cos \theta^*(\pi_1^-, \pi_2^-) \rangle$	$\langle -t(\pi_1^-, \pi_2^-) \rangle$ (ГэВ/с) <sup>2</sup>
1,52±1,60	350±13	228±30	0,266±0,037	2,09±0,13
1,60±1,68	363±13	131±26	0,124±0,034	2,45±0,13
1,68±1,76	339±12	195±31	0,256±0,038	2,19±0,16

Рассмотрены распределения поперечных и продольных импульсов вторичных  $\pi^-$ -мезонов в С Ц М  $\pi^-p$ -взаимодействий по интервалам спектра масс системы  $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ . В таблице 2 приведены средние значения  $p_T$  и  $p_L^*$  для отрицательных частиц  $h_2^-$  в предположении  $\pi^-$ -мезонов (обозначения в (2), (3)), сопровождающих образование комбинаций  $K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^-$ , в области изучаемой структуры и в соседних симметричных боковых интервалах по 80 МэВ/с<sup>2</sup> из спектра масс, показанного пунктиром на рис. 1. Для комбинаций из области структуры значение  $\langle p_L^*(\pi_2^-) \rangle$  заметно меньше, чем в боковых интервалах, значения  $\langle p_T(\pi_2^-) \rangle$  мало отличаются. Это отражается на распределениях по величине  $\cos \theta^*(\pi_1^-, \pi_2^-)$  в С Ц М  $\pi^-p$ -взаимодействий, где  $\theta^*(\pi_1^-, \pi_2^-)$  - угол между направлениями первичного  $\pi_1^-$ -мезона и  $\pi_2^-$ -мезона, сопровождающего образование системы  $K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^-$ . Среднее значение величины  $\cos \theta^*(\pi_1^-, \pi_2^-)$  для комбинаций из интервала структуры меньше, чем в соседних симметричных боковых интервалах того же размера (табл. 2). В области структуры, по сравнению с боковыми интервалами, относительно меньшая часть  $\pi_2^-$ -мезонов направлена в полусферу первичного  $\pi_1^-$ . Соответственно, среднее значение квадрата четырехмерного переданного импульса от первичного  $\pi_1^-$ -мезона  $\pi_2^-$ -мезону (частице, тождественной налетающей, сопровождающей образование системы  $K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^-$ ) в области изучаемой структуры больше, чем в боковых интервалах (табл. 2). Вероятно, это является указанием на относительно большую неупругость процессов с образованием  $K(1627)$ .

Проверка показала отсутствие подобных особенностей для  $K_S^0$ ,  $\pi_1^+$ ,  $\pi_1^-$ ,  $h_2^+$ -частиц. Анализ, ограниченный невозможностью выделения отдельных нейтральных улетающих частиц из системы  $X^0$ , показывает, что  $K(1627)$  не является продуктом распада какого-либо резонанса, в частности, в системе  $K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^-$ . Не найдено указания на совместное рождение  $K(1627)$  с другими возможными резонансами, продуктом распада которых является  $\pi_2^-$ . По-видимому, действительно, рассмотренные характеристики  $\pi_2^-$ -мезонов указывают на относительно большую неупругость процессов с образованием  $K(1627)$ .

На рис. 3а сплошной линией показано распределение  $\pi_2^-$ -мезонов по величине  $X_F$  для комбинаций из области структуры, пунктиром - среднее взвешенное распределение  $\pi_2^-$  по  $X_F$  из соседних симметричных боковых интервалов по 80 МэВ/с<sup>2</sup>. На рис. 3б показана разность этих распределений. Сопровождающий образование  $K(1627)$   $\pi_2^-$ -мезон в основном направлен в полусферу мишени в С Ц М  $\pi^-p$ -взаимодействий и образуется в области  $-0,2 \leq X_F(\pi_2^-) < 0$ .

На рис. 4а представлено распределение коэффициента асимметрии

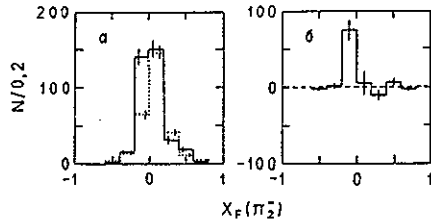


Рис. 3. а) Распределения  $\pi_2^-$ -мезонов, сопровождающие образование комбинаций  $K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^-$ , по величине  $X_F$ . Сплошная линия - распределение для комбинаций из области структуры (1,60±1,68) ГэВ/с<sup>2</sup>. Пунктир - среднее взвешенное распределение для комбинаций из интервалов (1,52±1,60) ГэВ/с<sup>2</sup>, (1,68±1,76) ГэВ/с<sup>2</sup>. б) Разность этих распределений.

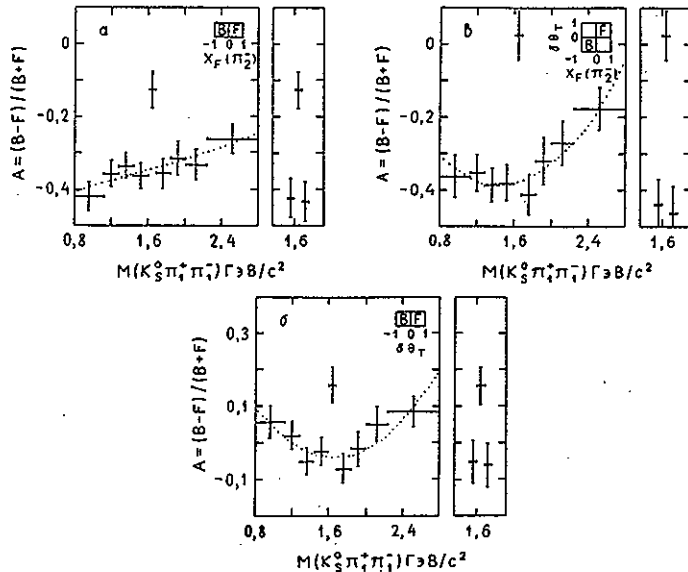


Рис. 4. Распределения коэффициента асимметрии  $A=(B-F)/(B+F)$  по интервалам спектра масс  $K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^-$ -системы. Для каждого распределения показан способ разделения комбинаций по группам F и B в зависимости от направления  $\pi_2^-$ -мезона, сопровождающего образование системы, в С Ц М  $\pi^- p$ -взаимодействий и от значения величины  $\delta\theta_T$ , характеризующей углы между поперечными импульсами частиц, входящих в систему (см. текст). Пунктир - результаты аппроксимации распределений без интервала (1,60±1,68) ГэВ/с<sup>2</sup> функцией (4). Показаны фрагменты распределений для области структуры и соседних симметричных боковых интервалов того же размера

$A=(B-F)/(B+F)$  по интервалам спектра эффективных масс  $K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^-$ , где F - количество взвешенных комбинаций с  $\pi_2^-$ -мезоном, направленным в полусферу первичного  $\pi_1^-$ -мезона (в С Ц М  $\pi^- p$ -взаимодействий), B - в полусферу мишени. Значение A в области K(1627) выделяется из общего распределения. Аппроксимация методом наименьших квадратов спектра без области структуры (пунктир на рис. 4а) функцией вида

$$BG(M)=C(3)+C(1) \cdot M+C(2) \cdot M^2, \quad (4)$$

где M - эффективная масса, C(i) - подбираемые параметры, характеризуется значениями  $\chi^2(5)=2,32$ ,  $CL=0,81$ . Аппроксимация всего спектра, включая область структуры, приводит к  $\chi^2(6)=17,65$ ,  $CL=0,007$ . При аппроксимации спектра прямой получаются близкие результаты. С учётом ошибок отклонение величины A в области структуры от средней взвешенной величины A, вычисленной по соседним симметричным боковым интервалам того же размера, характеризуется значениями  $\chi^2(1)=22,3$ ,  $CL=2,1 \cdot 10^{-6}$ . Вероятность такого случайного статистического выброса [11] на интервале 240 МэВ/с<sup>2</sup> в одной из трёх ячеек по 80 МэВ/с<sup>2</sup> равна:  $P \approx CL \cdot 3 \approx 0,6 \cdot 10^{-5}$ .

Кинематически значения параметра A не скоррелированы с количеством комбинаций в отдельных интервалах спектра масс. Обнаруженная особенность в области структуры, по-видимому, указывает на то, что K(1627) образуется в процессах с повышенной неупругостью.

3. Был проведен поиск возможных особенностей распада  $K(1627) \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ . При изучении импульсных и угловых распределений отдельных частиц - продуктов распада, их корреляций между собой (аналогичных корреляциям в [3+5]) заметных особенностей для комбинаций из области структуры по сравнению с другими интервалами спектра масс  $K_S^0 \pi^+ \pi^-$  не найдено. Нет указаний и на каскадный распад структуры. Но если K(1627) - действительно физический эффект, некоторые его свойства связаны с механизмом распада, и можно ожидать их проявления в особенностях кинематических распределений, отличающих интервал структуры от других интервалов спектра масс.

Двухчастичные корреляции иногда изучаются в терминах параметра асимметрии

$$A=[N(\theta_T > \pi/2) - N(\theta_T < \pi/2)] / [N(\theta_T > \pi/2) + N(\theta_T < \pi/2)], \quad (5)$$

где  $\theta_T$  - угол между поперечными импульсами двух частиц, N - количество комбинаций [12+14]. Зависимость коэффициента асимметрии A

от эффективной массы  $M$  пар  $\pi$ -мезонов  $\pi^+\pi^-$  и  $\pi^+\pi^+$  исследовалась в  $\pi^-p$ -взаимодействиях при 40 ГэВ/с [14]. По всей совокупности событий зависимость величины  $A$  от  $M(\pi\pi)$  для  $\pi^+\pi^-$  и  $\pi^+\pi^+$  была примерно одинакова. Но при разности быстрот  $\Delta u=0,2$  и разности поперечных импульсов  $\Delta p_T=0,2$  ГэВ/с в распределении величины  $A$  по интервалам спектра масс  $\pi^+\pi^-$  для комбинаций из области массы  $\rho^0$ -мезона наблюдалась особенность. По результатам анализа был сделан вывод о возможном влиянии образования  $\rho^0$ -мезона на распределение углов между поперечными импульсами  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ -мезонов [14].

Похожий анализ был выполнен в  $\pi^-p$ -взаимодействиях при 16 ГэВ/с для  $K_S^0\pi^+\pi^-$ -системы. По всей совокупности событий из спектра, показанного пунктиром на рис. 1, анализировались распределения величины  $\delta\theta_T$  по интервалам спектра масс  $K_S^0\pi_1^+\pi_1^-$  (обозначения в (2)):

$$\delta\theta_T = [\theta_T(K_S^0\pi_1^-, \pi_1^+) - \theta_T(K_S^0\pi_1^+, \pi_1^-)] / [\theta_T(K_S^0\pi_1^-, \pi_1^+) + \theta_T(K_S^0\pi_1^+, \pi_1^-)], \quad (6)$$

где  $\theta_T(K_S^0\pi_1^-, \pi_1^+)$  - угол между поперечными импульсами системы  $K_S^0\pi_1^-$  и  $\pi_1^+$ -мезона,  $\theta_T(K_S^0\pi_1^+, \pi_1^-)$  - угол между поперечными импульсами системы  $K_S^0\pi_1^+$  и  $\pi_1^-$ -мезона,  $\pi_1^+$ ,  $\pi_1^-$  - заряженные частицы, входящие в рассматриваемую комбинацию из спектра масс, в предположении  $\pi^\pm$ -мезонов. Углы между поперечными импульсами вторичных частиц - величины инвариантные в лабораторной системе и в системе центра масс сталкивающихся частиц. Соответственно, инвариантна и величина  $\delta\theta_T$ . Анализ показал, что в большей части комбинаций из интервала масс  $K(1627)$  по сравнению с другими интервалами спектра угол между поперечными импульсами системы  $K_S^0\pi_1^+$  и  $\pi_1^-$ -мезона больше, чем угол между поперечными импульсами системы  $K_S^0\pi_1^-$  и  $\pi_1^+$ -мезона.

Отражением распределений величины  $\delta\theta_T$  является распределение коэффициента асимметрии  $A=(B-F)/(B+F)$  по интервалам спектра масс  $K_S^0\pi_1^+\pi_1^-$ -системы (рис. 4б), где  $F$  - количество взвешенных комбинаций с  $\delta\theta_T \geq 0$ ,  $B$  - с  $\delta\theta_T < 0$ . Значение  $A$  в области  $K(1627)$  выделяется из общего распределения. Аппроксимация методом наименьших квадратов спектра без области структуры (пунктир на рис. 4б) функцией (4) характеризуется значениями  $\chi^2(5)=2,93$ ,  $CL=0,71$ . Аппроксимация всего спектра, включая область структуры, приводит к  $\chi^2(6)=15,11$ ,  $CL=0,02$ . С учётом ошибок отклонение величины  $A$  в области структуры от средней взвешенной величины  $A$ , вычисленной по соседним симметричным интервалам того же размера, характеризуется значениями  $\chi^2(1)=9,92$ ,  $CL=1,7 \cdot 10^{-3}$ . Вероятность такого случайного статистического выброса на интервале 240 МэВ/с<sup>2</sup> в одной из трёх ячеек по 80 МэВ/с<sup>2</sup> равна:  $P \approx CL \cdot 3 \approx 5 \cdot 10^{-3}$ .

Кинематически значения параметра  $A$  не скоррелированы с количеством комбинаций в отдельных интервалах спектра масс. Обнаруженная особенность в области структуры, по-видимому, является отражением свойств  $K(1627)$ , связанных с механизмом распада.

4. Эвентуальный подход к анализу через параметр асимметрии  $A$  даёт возможность использовать в одном распределении несколько свойств каждого отдельного события из области структуры [3+5]. Рис. 4в иллюстрирует этот способ, учитывающий одновременно направление  $\pi_2^-$ -мезона, сопровождающего образование системы  $K_S^0\pi_1^+\pi_1^-$ , и значение величины  $\delta\theta_T$ , в которую входят параметры  $K_S^0$ ,  $\pi_1^+$ ,  $\pi_1^-$ -частиц. На рис. 4в показано распределение коэффициента асимметрии  $A=(B-F)/(B+F)$  по интервалам спектра масс  $K_S^0\pi_1^+\pi_1^-$ , где  $F$  - количество взвешенных комбинаций с  $\pi_2^-$ -мезоном, направленным в полусферу налетающего  $\pi_2^-$ -мезона в С Ц М  $\pi^-p$ -взаимодействий, и величиной  $\delta\theta_T \geq 0$ ,  $B$  - количество взвешенных комбинаций с  $\pi_2^-$ -мезоном, направленным в полусферу мишени и величиной  $\delta\theta_T < 0$ . Аппроксимация методом наименьших квадратов распределения без области структуры (пунктир на рис. 4в) функцией (4) характеризуется значениями  $\chi^2(5)=1,3$ ,  $CL=0,93$ . Аппроксимация всего распределения, включая область структуры, приводит к  $\chi^2(6)=30,0$ ,  $CL=4 \cdot 10^{-5}$ . С учётом ошибок отклонение величины  $A$  в области структуры от средней взвешенной величины  $A$ , вычисленной по соседним симметричным боковым интервалам того же размера, характеризуется значениями:  $\chi^2(1)=30,1$ ,  $CL=3 \cdot 10^{-8}$ . Вероятность такого случайного статистического выброса на интервале 240 МэВ/с<sup>2</sup> в одной из трёх ячеек по 80 МэВ/с<sup>2</sup> равна:  $P \approx CL \cdot 3 \approx 1 \cdot 10^{-7}$ .

Таким образом, в событиях из области структуры в спектре масс  $K_S^0\pi^+\pi^-$ -системы обнаружена особенность угловых распределений, которая, по-видимому, является отражением свойств структуры, связанных с механизмом её образования и распада. Вероятность случайной статистической флуктуации в области структуры по сравнению с соседними симметричными боковыми интервалами того же размера составляет  $1 \cdot 10^{-7}$ . Кинематически особенность не скоррелирована с общим количеством событий в области структуры. Проявление особенностей образования и распада, кинематически не скоррелированных между собой, в событиях из области структуры подтверждает указания на существование  $K(1627)$ -мезона с малой шириной, полученные в [1].

5. Обнаруженная особенность образования  $K(1627)$  даёт возможность ввести ограничения на отбор комбинаций в спектр эффективных



масс  $K_S^0 \pi^+ \pi^-$  и значительно уменьшить фон. Для этого можно использовать распределения по квадрату четырёхмерных переданных импульсов, угловые и импульсные распределения в с.ц.м.  $\pi^- p$ -взаимодействий для  $\pi_2^-$ -мезона - частицы, тождественной налетающей и сопровождающей образованию  $K(1627) \rightarrow K_S^0 \pi_1^+ \pi_2^-$ . В частности, выше показано, что структура в основном образуется в области  $-0,2 \leq X_F(\pi_2^-) < 0$ .

При постановке целевого электронного эксперимента для снижения фона удобно было бы ввести в триггерную систему ограничения для одного из вторичных  $\pi^-$ -мезонов, по значениям величин в лабораторной системе, не требующих дополнительных расчётов. Например, можно использовать значения импульса  $p(\pi_2^-)$  или угла отклонения от направления пучка  $\theta(\pi_1^-, \pi_2^-)$ .

Как и следовало ожидать из результатов анализа, показанных в табл. 2, в лабораторной системе импульсный спектр  $\pi_2^-$ -мезонов в области структуры мягче, чем в боковых интервалах спектра масс  $K_S^0 \pi_1^+ \pi_2^-$ , значения угла отклонения направления  $\pi_2^-$ -мезонов от направления пучка выше. Средние значения этих величин в области структуры равны:  $\langle p(\pi_2^-) \rangle = (2176 \pm 118)$  МэВ/с,  $\langle \theta(\pi_1^-, \pi_2^-) \rangle = (0,338 \pm 0,017)$  рад. Средние взвешенные значения этих величин, вычисленные по соседним симметричным боковым интервалам того же размера, что и интервал структуры, равны:  $\langle p(\pi_2^-) \rangle = (2446 \pm 96)$  МэВ/с,  $\langle \theta(\pi_1^-, \pi_2^-) \rangle = (0,302 \pm 0,014)$  рад. Оценка показала, что  $K(1627)$  образуется в области распределений этих величин:

$$p(\pi_2^-) < 1800 \text{ МэВ/с}, \quad (7)$$

$$\theta(\pi_1^-, \pi_2^-) \geq 0,24 \text{ рад}. \quad (8)$$

Введение ограничения (7) на отбор комбинаций в спектр масс  $K_S^0 \pi^+ \pi^-$  (рис. 1, пунктир) уменьшает фон в области структуры на 48% (рис. 5а), введение ограничения (8) уменьшает фон на 62% (рис. 5б). Использование обоих ограничений снижает фон в области структуры на 68%.

Спектр эффективных масс  $K_S^0 \pi^+ \pi^-$  с ограничениями (7), (8) показан сплошной линией на рис. 6а. Отклонение количества комбинаций в области пика (1600+1680) МэВ/с<sup>2</sup> от среднего взвешенного количества комбинаций, вычисленного по соседним симметричным боковым интервалам в 80 МэВ/с<sup>2</sup>, характеризуется величинами  $\chi^2(1) = 29,0$ ,  $CL = 5,4 \cdot 10^{-8}$ . Вероятность случайной статистической флуктуации равна  $P \approx 1,6 \cdot 10^{-7}$ . Соответственно, отклонение в области провала (1520+1600) МэВ/с<sup>2</sup> приводит к  $\chi^2(1) = 29,1$ ,  $CL = 5,1 \cdot 10^{-8}$ ,  $P \approx 1,5 \cdot 10^{-7}$ .

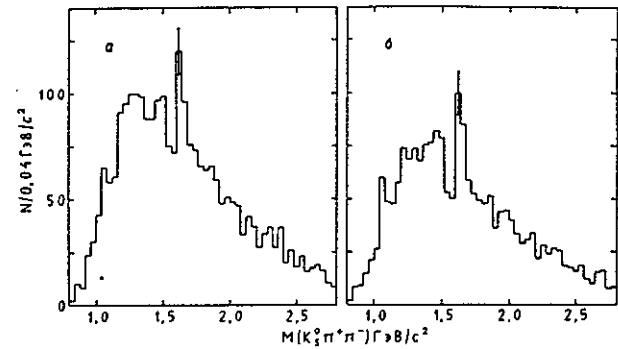


Рис. 5. Распределения взвешенных комбинаций по эффективным массам  $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ -системы. а) Распределение с ограничением (7), б) распределение с ограничением (8) (см. текст)

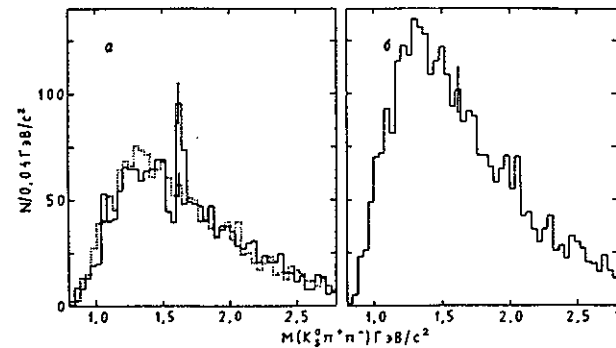


Рис. 6. Распределения взвешенных комбинаций по эффективным массам  $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ -системы. а) Сплошная линия - распределение с ограничениями (7), (8). Пунктир - нормированное на площадь этого распределения фоновое распределение. б) Фоновое распределение, полученное введением в спектр, показанный на рис. 1 пунктиром, ограничений, противоположных ограничениям (7), (8) (см. текст)

Методом наименьших квадратов с шагом  $20 \text{ МэВ}/c^2$  проведена аппроксимация функцией (4) участка спектра масс на интервале (1520+1760)  $\text{МэВ}/c^2$  с исключением пика. Аппроксимация характеризуется величинами  $\chi^2(5)=2,9$ ,  $CL=0,7$ . В предположении нулевой гипотезы [11] количество стандартных отклонений в области пика над фоном равно 8,2, отношение сигнал/фон равно 0,9.

Введение в спектр масс  $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ , показанный на рис. 1 пунктиром, ограничений ( $p(\pi_2^-) \geq 1800 \text{ МэВ}/c$  и  $\theta(\pi_1^-, \pi_2^-) < 0,24 \text{ рад.}$ ), противоположных ограничениям (7), (8), приводит к распределению на рис. 6б. По-видимому, это распределение можно рассматривать как фоновое по отношению к распределению с ограничениями (7), (8). Нормированное на площадь спектра с ограничениями (7), (8), фоновое распределение отражено на рис. 6а пунктиром. Статистические ошибки в отдельных интервалах фонового распределения на рис. 6а вычислялись с учётом нормировочного коэффициента  $\Delta(n_i^H) = k \cdot (\Delta n_i)$ . В предположении нулевой гипотезы количество стандартных отклонений в области пика из распределения с ограничениями (7), (8) над фоном равно 8,3.

Аналогично процедуре в работе [3], пик в спектре масс  $K_S^0 \pi^+ \pi^-$  с ограничениями (7), (8) (показанном на рис. 6а сплошной линией) проверен в представлении спектров эффективных масс других возможных гипотез о конечном состоянии заряженных частиц. Для событий из области пика (с учётом оценки ионизации на треках заряженных частиц в каждом конкретном событии) были построены спектры масс возможных конкурентных гипотез о трёхчастичном конечном состоянии с  $K_S^0$ -мезоном. Все спектры широкие. Аппроксимация спектров функцией (4) (проверка на "гладкость") не выявляет внутри их статистически значимых особенностей.

После введения ограничений (7), (8), использующих особенность образования  $K(1627)$  в  $\pi^- p$ -взаимодействиях при 16 ГэВ/с, и уменьшения количества фоновых комбинаций в области структуры (рис. 6а) снова проводилась проверка на существование каскадного распада. Указаний на каскадный распад  $K(1627)$  (выделенных по массе промежуточных состояний в  $\pi\pi, K\pi$ -системах) не найдено.

Если ограничения (7), (8), использующие только особенность образования  $K(1627)$ , вычёркивают из спектра масс  $K_S^0 \pi^+ \pi^-$  фоновые комбинации, для оставшихся комбинаций в интервале структуры спектра с ограничениями, показанного на рис. 6а сплошной линией, должна наблюдаться особенность распада, зарегистрированная ранее (рис. 4б) и кинематически не скоррелированная с особенностью образования. Действительно, значение параметра асимметрии  $A$  в области структуры,

отражающего особенность распада  $K(1627)$  (особенность угловых распределений между поперечными импульсами продуктов распада (6)), выделяется из общего распределения (рис. 7а), построенного для спектра с ограничениями (7), (8). Значение параметра  $A$  в области структуры увеличилось с  $0,155 \pm 0,052$  (рис. 4б) до  $0,313 \pm 0,073$  (рис. 7а). Увеличение статистических ошибок в распределении связано с уменьшением статистики.

Аналогичное распределение параметра  $A$  по интервалам спектра масс (рис. 7б) построено для вычёркнутых фоновых комбинаций, находящихся в спектре на рис. 6б. Здесь значение величины  $A$  в области структуры равно  $0,013 \pm 0,073$  и в пределах ошибок не выделяется из общего распределения.

Пунктиром на рис. 7а и 7б показана аппроксимация методом наименьших квадратов функцией (4) распределений без области структуры. Аппроксимация распределения, показанного на рис. 7а, с исключением и включением области структуры характеризуется соответственно величинами  $\chi^2(5)=3,8$ ,  $CL=0,58$  и  $\chi^2(6)=20,5$ ,  $CL=2,3 \cdot 10^{-3}$ . Значение последней величины на порядок меньше, чем найденное ранее, до введения ограничений (рис. 4б). Аппроксимация распределения на рис. 7б приводит к величинам  $\chi^2(5)=1,86$ ,  $CL=0,87$  (без области структуры) и  $\chi^2(6)=2,6$ ,  $CL=0,86$  (с областью структуры). Отклонение величины  $A$  в области структуры от средней взвешенной величины  $A$ , вычисленной по соседним симметричным боковым интервалам того же размера, характеризуется вероятностью случайной статистической флуктуации для распределения с ограничениями (7), (8)  $P=4,5 \cdot 10^{-3}$ , для фонового распределения  $P=0,96$ .

Следовательно, ограничения (7), (8), использующие особенность образования  $K(1627)$ , вычёркивают из спектра масс  $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ , показанного на рис. 1 пунктиром, действительно фоновые комбинации.

6. Процессы с образованием  $K(1627)$  можно записать как



где  $K(1627) \rightarrow K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^-$ ,  $\pi_2^-$  - частица, тождественная налетающей, сопровождающая образование  $K(1627)$ ,  $V^+$  - барионная система, сопровождающая образование  $K(1627)$ , включающая в себя положительно заряженную частицу  $n_2^+$  и  $\chi^0$  - улетевшие незарегистрированные в камере нейтральные частицы. В составе барионной системы  $V^+$  должна быть одна странная частица. В спектрах масс  $V^+$ ,  $\chi^0$  для комбинаций из области структуры нет указаний на какие-либо резонансные состояния, выде-

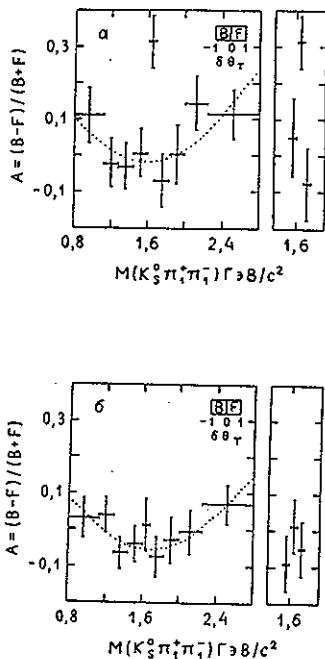


Рис. 7. Распределения коэффициента асимметрии  $A = (B-F)/(B+F)$  по интервалам спектра масс  $K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^-$ -системы.  $F$  - количество взвешенных комбинаций с  $\delta\theta_T \geq 0$ ,  $B$  - с  $\delta\theta_T < 0$ . Величина  $\delta\theta_T$  характеризует углы между поперечными импульсами частиц, входящих в систему. Пунктир - результаты аппроксимации распределений без интервала (1,60+1,68) ГэВ/с<sup>2</sup> функцией (4). Показаны фрагменты распределений для области структуры и соседних симметричных боковых интервалов того же размера. а) Распределение для комбинаций из спектра на рис. 6а с ограничениями (7), (8). б) Распределение для комбинаций из фонового спектра на рис. 6б

ленные по массе. Нет указаний на квазидвухчастичность процессов (9). Спектр масс  $V^+$  охватывает интервал (1600+3800) МэВ/с<sup>2</sup> с положительными значениями квадратов недостающих масс, что свидетельствует о допустимости процессов (9).

Введение ограничений (7), (8) предполагало выделение процессов с повышенной неупругостью. В таблице 3 показаны средние значения квадратов четырехмерных импульсов, переданных от сталкивающихся частиц  $\pi_2^-$ -мезону и системам  $V^+$  и  $K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^-$ , для комбинаций из интервала масс структуры в распределении на рис. 6а (включающем в себя процессы с образованием  $K(1627)$ ) и в распределении на рис. 6б (содержащем только фоновые процессы). Действительно, в процессах, включающих в себя процессы с образованием  $K(1627)$ , средние значения квадратов четырехмерных импульсов, переданных от первичного  $\pi_1^-$ -мезона частице, тождественной налетающей, сопровождающей образование структуры, и от протона - барионной системе  $V^+$ , намного выше, чем в фоновых процессах. Средние значения квадратов четырехмерных импульсов, переданных от первичного  $\pi_1^-$  системе  $K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^-$ , мало отличаются.

Изучаемые процессы можно записать как  $\pi_1^- \pi_1^- \rightarrow M^- V^+$ , где  $M^- \rightarrow K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^-$ ,  $V^+ \rightarrow h_2^+ X^0$ . Квадрат четырехмерного импульса, переданного от пучка мезонной системе  $M^-$ , равен квадрату четырехмерного импульса, переданного от мишени барионной системе  $V^+$ . В табл. 3 показано, что в процессах, включающих процессы с образованием  $K(1627)$ , среднее значение квадратов переданных  $V^+$ -системе четырехмерных импульсов намного больше, чем в фоновых процессах. Соответственно, такой же результат и для  $M^-$ . Следовательно,  $K(1627)$  образуется в процессах с повышенной неупругостью.

Для выяснения характера неупругости процессов можно использовать и коэффициент неупругости  $K = (E(0) - E(\pi^-))/E(0)$ , определяемый как доля полной энергии  $E(0)$  взаимодействующих частиц, ушедшая на образование новых частиц [15]. Здесь  $E(\pi^-)$  - энергия вторичного  $\pi^-$ -мезона, если в процессе образуется один  $\pi^-$ . Если в процессе образуется несколько  $\pi^-$ -мезонов,  $E(\pi^-)$  - энергия самого быстрого  $\pi^-$ . В табл. 4 показаны средние значения коэффициента неупругости  $\langle K \rangle$ , вычисленные для процессов из интервала (1,60+1,68) ГэВ/с<sup>2</sup> в распределениях на рис. 6а и 6б с использованием энергии  $\pi_2^-$ -мезона, сопровождающего образование системы  $K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^-$ . Средние значения коэффициента  $\langle K \rangle$  вычислены с использованием энергии самого быстрого из двух  $\pi^-$ -мезонов.

Поскольку в указанном интервале из распределения на рис. 6а есть фоновые комбинации и комбинации с  $K(1627)$ , а отношение сиг-

Таблица 3

Средние значения квадратов четырёхмерных импульсов, переданных от сталкивающихся частиц вторичным, для процессов в интервале  $(1,60 \pm 1,68)$  ГэВ/с<sup>2</sup> спектра масс  $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ : из распределения с эффектом (рис. 6а, сплошная линия) и из распределения с фоновыми процессами (рис. 6б)

Спектр масс $K_S^0 \pi^+ \pi^-$	$\langle -t(\pi_1^- \pi_2^-) \rangle$ (ГэВ/с) <sup>2</sup>	$\langle -t(p_1^- \nu^+) \rangle$ (ГэВ/с) <sup>2</sup>	$\langle -t(\pi_1^- \rightarrow K_S^0 \pi_1^+ \pi_1^-) \rangle$ (ГэВ/с) <sup>2</sup>
с эффектом	$3,79 \pm 0,20$	$6,71 \pm 0,32$	$5,30 \pm 0,29$
фоновый	$1,24 \pm 0,11$	$4,34 \pm 0,24$	$5,95 \pm 0,28$

Таблица 4

Средние значения коэффициентов неупругости для процессов в интервале  $(1,60 \pm 1,68)$  ГэВ/с<sup>2</sup> спектра масс  $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ : из распределения с эффектом (рис. 6а, сплошная линия) и из распределения с фоновыми процессами (рис. 6б)

Спектр масс $K_S^0 \pi^+ \pi^-$	$\langle K' \rangle$	$\langle K'' \rangle$	$\langle K \rangle$
с эффектом	$0,955 \pm 0,002$	$0,839 \pm 0,010$	$0,894 \pm 0,006$
фоновый	$0,798 \pm 0,010$	$0,766 \pm 0,010$	$0,766 \pm 0,010$

нал/фон составляет 0,9, оценка среднего значения коэффициента неупругости  $\langle K \rangle$  для процессов в этом интервале распределения на рис. 6а проводилась взвешиванием величин  $\langle K' \rangle$  и  $\langle K'' \rangle$  с соответствующими весами эффекта и фона. Для рассматриваемого интервала в распределении на рис. 6б величина  $\langle K \rangle$  равна  $\langle K'' \rangle$ , так как здесь наблюдаются только фоновые процессы. Полученные оценки средних значений коэффициента неупругости  $\langle K \rangle$  показывают, что  $K(1627)$  образуется в процессах с повышенной неупругостью.

Аналогичные результаты, свидетельствующие о разделении процессов по неупругости, получены для событий из других интервалов спектров эффективных масс, показанных на рис. 6а и 6б.

Таким образом, в рамках существующего формализма подхода к неупругости адронных столкновений показано, что  $K(1627)$  действительно образуется в процессах с повышенной неупругостью, по-видимому, в центральных столкновениях. Разделение процессов по неупругости возможно ограничением значений импульса частицы, тождественной налетающей, и угла отклонения направления той же частицы от направления налетающей в лабораторной системе.

#### ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

1. В  $\pi^- p$ -взаимодействиях при 16 ГэВ/с в четырёхлучевых событиях с идентифицированным  $K_S^0$ -мезоном анализировался основной, статистически наиболее значимый, канал распада  $K(1627) \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ , зарегистрированный ранее [1]. Влияния кинематических отражений известных физических эффектов на появление структуры в спектре масс  $K_S^0 \pi^+ \pi^-$  не найдено. Анализ показал отсутствие каскадных распадов.

2. В соответствии с результатами [2+5] в работе сформулирована мысль о том, что, если наблюдаемая в спектре эффективных масс структура - частица или резонанс, то некоторые её свойства связаны с механизмом образования и распада. Эти свойства могут проявиться в особенностях кинематических распределений для событий из области структуры, отличающих её от других интервалов спектра масс. Проявление подобных особенностей, кинематически не скоррелированных с общим количеством событий в области структуры, может стать дополнительным тестом для отличия физического эффекта от статистического выброса, выясняющим детали образования и распада изучаемой структуры.

В работе проведен поиск особенностей структуры  $K(1627) \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ , связанных с механизмом её образования и распада, отличающих собы-

тия из области структуры от событий из других интервалов спектра эффективных масс  $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ -системы.

3. Из результатов многочисленных опубликованных работ по изучению инклюзивных и эксклюзивных процессов в различных взаимодействиях частиц следует, что вторичные частицы, тождественные сталкивающимся, можно рассматривать как индикаторы степени неупругости адронных столкновений и использовать их для разделения процессов по неупругости.

В  $\pi^- p$ -взаимодействиях при 16 ГэВ/с при анализе распределений параметров частицы, тождественной налетающей, сопровождающей образование  $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ -системы, обнаружена особенность в области изучаемой структуры, указывающая на то, что  $K(1627)$  образуется в процессах с повышенной неупругостью.

4. По результатам изучения двухчастичных корреляций в  $\pi^- p$ -взаимодействиях при 40 ГэВ/с авторами работы [14] был сделан вывод о возможном влиянии образования  $\rho^0$ -мезона на распределение углов между поперечными импульсами  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ -мезонов.

Похожий анализ выполнен в  $\pi^- p$ -взаимодействиях при 16 ГэВ/с. При изучении распределений углов между поперечными импульсами частиц, входящих в систему  $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ , обнаружена особенность в области изучаемой структуры, которая, по-видимому, является отражением свойств, связанных с механизмом распада  $K(1627)$ .

5. Эвентуальный подход к анализу через параметр асимметрии  $A$  отражает в одном распределении существование обеих обнаруженных особенностей изучаемой структуры, кинематически не скоррелированных между собой. Особенность образования и распада кинематически не скоррелирована с общим количеством событий в области структуры. Оценка вероятности случайного появления особенности, связанной с механизмом образования и распада, в области изучаемой структуры спектра масс  $K_S^0 \pi^+ \pi^-$  по сравнению с соседними симметричными боковыми интервалами того же размера даёт значение  $1 \cdot 10^{-7}$ . Этот и другие результаты работы подтверждают указания на существование  $K(1627)$ -мезона с  $\Gamma = (12_{-12}^{+14})$  МэВ/с<sup>2</sup>, полученные в [1].

6. Особенность образования  $K(1627)$  дала возможность ввести ограничения в спектр масс  $K_S^0 \pi^+ \pi^-$  и значительно уменьшить фон. Проверка с использованием особенности распада показала, что из спектра вычеркнуты фоновые комбинации. В соответствии с формализмом подхода к неупругости адронных столкновений показано, что  $K(1627)$  действительно образуется в процессах с повышенной неупругостью, по-видимому, в центральных столкновениях. Разделение процессов по

неупругости возможно ограничением значений импульса частицы, тождественной налетающей, и угла отклонения направления той же частицы от направления налетающей в лабораторной системе.

7. Предложенные способы выявления особенностей образования и распада  $K(1627)$ , способы разделения процессов по неупругости, вероятно, можно использовать при выяснении вопросов о существовании других физических эффектов и при постановке целевых электронных экспериментов для выделения процессов в центральных или периферических столкновениях частиц.

Автор благодарит ЦЕРН за предоставленную возможность обработки фотоснимков облучения  $\pi^-$ -мезонами при 16 ГэВ/с двухметровой водородной пузырьковой камеры. За полезные обсуждения на разных этапах работы автор благодарен В.И.Морозу, Н.Ангелову, Э.Г.Бубелеву, Ф.А.Гарееву, А.П.Иерусалимову.

#### Литература

1. Карнауков В.М., Кока К., Мороз В.И., Сообщение ОИЯИ P1-95-187, Дубна, 1995.
2. Karnaukhov V.M. et al., Phys. Lett., 1992, B281, 148.
3. Карнауков В.М. и др., Препринт ОИЯИ P1-93-121, Дубна, 1993; ЯФ, 1994, 57, 841.
4. Карнауков В.М., Сообщение ОИЯИ P1-93-375, Дубна, 1993.
5. Карнауков В.М., Кока К., Мороз В.И., ЯФ, 1995, 58, 860.
6. Particle Data Group, Review of particle properties, Phys. Rev., 1994, D50, 1173.
7. Honecker R. et al., Nucl. Phys., 1969, B13, 571.
8. Morrison D.R.O., CERN/D.Ph.II/Phys 72-19, 1972.
9. Roberts R.G., Proceedings of the Seventh Finnish summer school in physics, Loma-Koli, Finland, 119, 1972.
10. Дремин И.М., Квигг К., УФН, 1978, 124, 535.
11. Eadie W.T. et al., Statistical Methods in Experimental Physics, North-Holland, Amsterdam, 1971.
12. Bromberg G. et al., Phys. Rev., 1974, D9, 1864.
13. Ranft G. et al., Nucl. Phys., 1975, B86, 63.
14. Ангелов Н. и др., Препринт ОИЯИ P1-10177, Дубна, 1976.
15. Абдурахимов А.У. и др., Препринт ОИЯИ P1-7680, Дубна, 1974; ЯФ, 1974, 20, 954.